S. T. Zavtrak, L. I. Komarov, I. D. Feranchuk, Theory of the strong coupling of a particle and a quantized field with internal degrees of freedom,
*TMF*, 1981, Volume 47, Number 1, 55–66

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА
Том 47, № 1
апрель, 1981

# ТЕОРИЯ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ ЧАСТИЦЫ И КВАНТОВАННОГО ПОЛЯ С ВНУТРЕННИМИ СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ

**Завтрак С. Т., Комаров Л. И., Феранчук И. Д.**

Построено каноническое преобразование Боголюбова в теории сильной связи нерелятивистского нуклона с $\pi$-мезонным полем и получены уравнения, решение которых позволяет рассчитать наблюдаемые характеристики «физического» нуклона.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема построения эффективного метода, позволяющего рассматривать сильные взаимодействия квантовых полей вне рамок теории возмущений, вызывает в настоящее время большой интерес. При этом существенно, чтобы такой метод, если его удается построить, можно было апробировать в задаче, позволяющей непосредственно связать теоретические результаты с характеристиками реальных физических объектов. Нам представляется, что наиболее последовательный метод сильной связи был предложен Боголюбовым [1] и Тябликовым [2] при рассмотрении проблемы «полярона», и в настоящей работе мы применяем этот метод в представляющей непосредственный физический интерес задаче о нерелятивистском нуклоне, сильно взаимодействующем с $\pi$-мезонным полем [3, 4].

Методы теории возмущений по константе связи $g$ в рассматриваемой задаче неприменимы вследствие сильного взаимодействия нуклона с полем, и необходимо использовать приближение сильной связи Боголюбова — Тябликова, при котором строится разложение по обратным степеням $g$. Этот метод получил свое дальнейшее развитие в работах [5—7].

Это приближение уже в низшем порядке приводит к рассмотрению «физического» нуклона, состоящего из «голой» частицы с массой $M$, и связанного с ней классического мезонного поля, обладающего эффективной массой $M_f$. При этом, в отличие от задачи о «поляроне», рассмотренной в [1, 2], где $M_f \gg M$, для нерелятивистского нуклона принципиальным является выполнение противоположного условия. Действительно, нерелятивистское приближение по определению применимо, если масса нуклона велика по сравнению с энергией $E_{\text{св}}$ $\pi$-мезон-нуклонного взаимодействия. Как будет показано ниже, для нуклона $E_{\text{св}}$ и $M_f$ являются величинами одного порядка и как следствие $M \gg M_f$. Это обстоятельство приводит к существенной перестройке ряда по степеням $g^{-1}$ по сравнению с рассмотренным в [1, 2, 5, 6].

Вторая особенность рассматриваемой задачи обусловлена наличием внутренних степеней свободы (спина, изоспина, четности) у частицы и поля, вследствие чего возникает дополнительное вырождение основного состояния системы. Как будет показано в настоящей работе, это обстоятельство приводит к необходимости не только построения новых интегралов движения (эта задача рассмотрена в [5, 6]), но и более тщательного изучения проблемы разделения переменных, требующего определенных предположений о структуре классического поля, связанного с частицей.

При использовании стандартной теории возмущений в нулевом порядке необходимо решить линейное уравнение Шредингера, а расчет высших порядков сводится к вычислению матричных элементов от оператора возмущения. Существенно более сложная ситуация возникает в рассматриваемом случае $g \gg 1$, когда уже в низшем порядке необходимо решать систему нелинейных самосогласованных уравнений. При этом наблюдаемые характеристики «физического» нуклона, вообще говоря, существенно отличаются от характеристик «голой» частицы, являющихся параметрами исходного гамильтониана. Для определения этих параметров в настоящей работе получены явные формулы, выражающие магнитные моменты протона и нейтрона через функции нулевого приближения.

Следует также отметить, что рассмотренные в работе вопросы имеют существенное значение в любой задаче о сильном взаимодействии квантовых полей с внутренними степенями свободы.

## 2. КАНОНИЧЕСКОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПЕРЕМЕННЫХ $\pi$-МЕЗОН-НУКЛОННОЙ СИСТЕМЫ

Рассмотрим в качестве исходного следующий гамильтониан [3, 4]:

$$\hat{H}=-\frac{1}{2M}\Delta_{\mathbf{r}}+\frac{1}{2}\int d\mathbf{k}\,\omega_k(a_{\mathbf{k}\alpha}^{+}a_{\mathbf{k}\alpha}+a_{\mathbf{k}\alpha}a_{\mathbf{k}\alpha}^{+})+$$
$$+\frac{g}{m}\hat{\tau}_\alpha\hat{\sigma}_i\frac{\partial\varphi_\alpha(\mathbf{r})}{\partial x_i}+\frac{h}{m}\varphi_\alpha^2(\mathbf{r}),\tag{2.1}$$
$$\varphi_\alpha(\mathbf{r})=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{2\omega_k}}(e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}a_{\mathbf{k}\alpha}+e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}}a_{\mathbf{k}\alpha}^{+}),$$

где $M$ — масса «голого» нуклона, $g$ и $h$ — безразмерные константы связи, $m$ — масса $\pi$-мезона, $\hat{\sigma}_i$ и $\tau_\alpha$ — соответственно спиновая и изоспиновая матрицы Паули ($i, \alpha=1, 2, 3$), $a_{\mathbf{k}\alpha}^{+}$ и $a_{\mathbf{k}\alpha}$ — операторы рождения и уничтожения $\pi$-мезона в определенном зарядовом состоянии с энергией $\omega_k=\sqrt{k^2+m^2}$.

Вследствие инвариантности гамильтониана (2.1) по отношению к преобразованиям трансляции и вращения в координатном и изоспиновом пространствах сохраняются операторы полного импульса $\hat{\mathbf{P}}$, квадрата и третьей проекции изоспина $\hat{\mathbf{T}}$ и момента $\hat{\Sigma}$ (но только в системе, где полный импульс $\hat{\mathbf{P}}=0$).

Перейдем к действительным операторам координаты $q_{\mathbf{k}\alpha}$ и импульса $p_{\mathbf{k}\alpha}$:

$$q_{\mathbf{k}\alpha}=\frac{a_{\mathbf{k}\alpha}+a_{-\mathbf{k}\alpha}^{+}}{g\sqrt{2}},\quad p_{\mathbf{k}\alpha}=ig\frac{a_{\mathbf{k}\alpha}^{+}-a_{-\mathbf{k}\alpha}}{\sqrt{2}}.$$

В результате гамильтониан (2.1) и интегралы движения системы могут быть записаны в следующем виде:

$$\hat{H}=-\frac{1}{2M}\Delta_{\mathbf{r}}+\frac{g^2}{2}\int d\mathbf{k}\,\omega_k q_{\mathbf{k}\alpha}q_{-\mathbf{k}\alpha}+\frac{1}{2g^2}\int d\mathbf{k}\omega_k p_{\mathbf{k}\alpha}p_{-\mathbf{k}\alpha}+ \tag{2.2}$$

$$+\frac{g^2}{m}\hat{\tau}_\alpha\hat{\sigma}_i\frac{\partial\varphi_\alpha(\mathbf{r})}{\partial x_i}+\frac{hg^2}{m}\varphi_\alpha{}^2(\mathbf{r}),\qquad \varphi_\alpha(\mathbf{r})=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{\omega_k}}q_{\mathbf{k}\alpha}e^{i\mathbf{kr}},$$

$$\hat{P}_\mu=-i\frac{\partial}{\partial x_\mu}-i\int d\mathbf{k}k_\mu q_{\mathbf{k}\alpha}p_{\mathbf{k}\alpha},\qquad \hat{T}_\alpha=\frac{1}{2}\hat{\tau}_\alpha+\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\int d\mathbf{k}q_{\mathbf{k}\beta}p_{\mathbf{k}\gamma}, \tag{2.3}$$

$$\hat{\Sigma}_\mu=\frac{1}{2}\hat{\sigma}_\mu-i\varepsilon_{\mu\nu\rho}x_\nu\frac{\partial}{\partial x_\rho}+\varepsilon_{\mu\nu\rho}\int d\mathbf{k}k_\nu q_{\mathbf{k}\lambda}\frac{\partial p_{\mathbf{k}\lambda}}{\partial k_\rho}.$$

Решение стационарного уравнения Шредингера $\hat{H}|\Psi\rangle=E|\Psi\rangle$ необходимо строить таким образом, чтобы в любом приближении волновая функция являлась собственной и для операторов $\hat{\mathbf{P}}$, $\hat{T}^2$, $\hat{T}_3$, а при $\hat{\mathbf{P}}=0$ — и для $\hat{\Sigma}^2$ и $\hat{\Sigma}_3$.

Как уже было указано выше, массу «голого» нуклона следует считать большой по сравнению с энергией взаимодействия, имеющей порядок $g^2$. Для того чтобы учесть это обстоятельство в явном виде, положим $M=g^2M_0$, где $M_0$ — величина нулевого порядка, и в результате приходим к задаче о сильном взаимодействии тяжелой частицы с квантовым полем, рассмотренной в работе [7] для случая скалярного поля. Согласно [7] в такой задаче разложение по степеням $g^{-1}$ необходимо перестроить таким образом, чтобы оператор кинетической энергии нуклона учитывать уже в низшем порядке, несмотря на то что он содержит малый параметр $g^{-2}$. Упорядочить разложение в этом случае можно, если считать оператор $-i\partial/\partial x_i$ величиной порядка $g^2$.

Для построения канонического преобразования (КП), которое обеспечит выполнение законов сохранения в пределе сильной связи, необходимо согласно [1, 2] рассмотреть, как преобразуется оператор координаты поля при преобразовании группы симметрии гамильтониана. Так как преобразование трансляции рассматривалось ранее [1, 2], исследуем вращение в изотопическом пространстве. Как известно, при таких вращениях вектор $q_{\mathbf{k}\alpha}$ преобразуется следующим образом:

$$q_{\mathbf{k}\alpha}'=U_{\alpha\beta}q_{\mathbf{k}\beta},\qquad \alpha,\beta=1,2,3, \tag{2.4}$$

где $U_{\alpha\beta}$ — ортогональная матрица, зависящая от 3 параметров группы вращений. Согласно [8] в рассматриваемой задаче о взаимодействии частицы с квантовым полем наиболее удобной является векторная параметризация группы $O(3)$, предложенная Федоровым [9]. При этом матрице $U_{\alpha\beta}$ произвольного ортогонального преобразования сопоставлен вещественный вектор $\mathbf{a}=\mathbf{n}\operatorname{tg}\dfrac{\theta}{2}$, где единичный вектор $\mathbf{n}$ направлен вдоль оси вращения, $\theta$ — угол поворота вокруг этой оси. Выпишем выражение для матрицы $U_{\alpha\beta}$ при такой параметризации:

$$U_{\alpha\beta}=\delta_{\alpha\beta}+\frac{2}{1+a^2}(a_\alpha a_\beta-a^2\delta_{\alpha\beta}-\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}a_\gamma). \tag{2.5}$$

Выражение для инвариантного объема на группе при данной параметризации есть $d\mathbf{a}/\pi^2(1+a^2)^2$.

По общим правилам (см., например, [10]) можно построить явное выражение для генераторов группы вращений

$$\hat{L}_\alpha(\mathbf{a}) = -\frac{i}{2}\left(\frac{\partial}{\partial a_\alpha} + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} a_\beta \frac{\partial}{\partial a_\gamma} + a_\alpha a_\beta \frac{\partial}{\partial a_\beta}\right), \tag{2.6}$$

$$\hat{\bar{L}}_\alpha(\mathbf{a}) = \frac{i}{2}\left(\frac{\partial}{\partial a_\alpha} - \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} a_\beta \frac{\partial}{\partial a_\gamma} + a_\alpha a_\beta \frac{\partial}{\partial a_\beta}\right),$$

обладающих всеми свойствами операторов момента, т. е.

$$[\hat{L}_\alpha(\mathbf{a}), \hat{L}_\beta(\mathbf{a})] = i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\hat{L}_\gamma(\mathbf{a}), \quad [\hat{\bar{L}}_\alpha, \hat{\bar{L}}_\beta] = i\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\hat{\bar{L}}_\gamma, \tag{2.7}$$

$$\hat{L}^2 = \hat{\bar{L}}^2, \quad [\hat{L}_\alpha, \hat{\bar{L}}_\beta] = 0, \quad \hat{L}_\alpha(\mathbf{a}) = -U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\hat{\bar{L}}(\mathbf{a}),$$

$$[L_\alpha, U_{\beta\gamma}] = i\varepsilon_{\alpha\beta\lambda}U_{\lambda\gamma}, \quad [\hat{\bar{L}}_\alpha, U_{\beta\nu}] = i\varepsilon_{\alpha\gamma\lambda}U_{\beta\lambda}.$$

Основная идея КП, предложенного Боголюбовым [1] в теории сильной связи, состоит в том, чтобы из полевых переменных системы выделить часть, которая связана с группой симметрии гамильтониана и должна обеспечить выполнение законов сохранения. В качестве таких переменных выбираются параметры соответствующей группы, поэтому в рассматриваемом нами случае введем следующее преобразование координаты поля:

$$q_{\mathbf{k}\alpha} = U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}\left(u_{\mathbf{k}\beta} + \frac{1}{g} Q_{\mathbf{k}\beta}\right), \tag{2.8}$$

где $u_{\mathbf{k}\alpha}$ — классическая компонента $\pi$-мезонного поля, возникновение которой следует учитывать в пределе сильной связи [2], $\mathbf{r}_f$ и $\mathbf{a}$ — параметры соответственно группы трансляций и группы вращений, которые являются новыми коллективными переменными, причем канонически-сопряженные им импульсы должны совпадать соответственно с полным импульсом и изоспином поля [5, 6].

Следует отметить, что, в отличие от работ [1, 2, 5, 6], новые переменные $\mathbf{r}_f$ и $\mathbf{a}$ мы выделяем только из полевых координат, не затрагивая переменные нуклона. Как будет видно из дальнейшего, такая форма КП позволяет дать более наглядную физическую интерпретацию результатов. В преобразование (2.8) мы не вводили переменных, описывающих пространственное вращение, т. к. закон сохранения момента должен рассматриваться только в системе с импульсом $\hat{\mathbf{P}} = 0$.

Для того чтобы число переменных в системе осталось неизменным, наложим, так же как и в работах [1, 2, 5—7], на новые полевые координаты $Q_{\mathbf{k}\alpha}$ шесть дополнительных условий, которые выберем в виде

$$\int d\mathbf{k} N_{\alpha\beta}^{(s)}(\mathbf{k}) Q_{\mathbf{k}\beta} = 0, \quad s = 1, 2. \tag{2.9}$$

Числа $N_{\alpha\beta}^{(s)}(\mathbf{k})$ будут определены в дальнейшем.

Перейдем теперь к построению оператора импульса $p_{\mathbf{k}\alpha}$. По определению

$$p_{\mathbf{k}\alpha} = -i\frac{\partial}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}} = -i\left\{\frac{\partial x_\mu^f}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}\frac{\partial}{\partial x_\mu^f} + \frac{\partial a_\nu}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}\frac{\partial}{\partial a_\nu} + \int d\mathbf{p}\frac{\partial Q_{\mathbf{p}\beta}}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}\frac{\partial}{\partial Q_{\mathbf{p}\beta}}\right\}.$$

Используя (2.8), находим

$$\frac{1}{g}\frac{\partial Q_{\mathbf{p}\beta}}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}} = U_{\alpha\beta} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}\delta_{\mathbf{k}\mathbf{p}} + \left(u_{\mathbf{p}\beta} + \frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\beta}\right) ip_\mu \frac{\partial x_\mu^f}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}} +$$

$$+\frac{\partial U_{\gamma\beta}}{\partial a_\nu}\frac{\partial a_\nu}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}U_{\gamma\lambda}\left(u_{\mathbf{p}\lambda}+\frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\lambda}\right).$$

Обозначим

$$\frac{\partial x_\mu^f}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}=iU_{\alpha\gamma}e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}M_\mu^\gamma(\mathbf{k}),\qquad \frac{\partial U_{\gamma\beta}}{\partial a_\nu}\frac{\partial a_\nu}{\partial q_{\mathbf{k}\alpha}}U_{\gamma\lambda}=\varepsilon_{\beta\lambda i}U_{\alpha\gamma}\Gamma_i^\gamma(\mathbf{k})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}. \tag{2.10}$$

Так же как и в работах [1, 2, 5—7], выразив $Q_{\mathbf{k}\alpha}$ через $q_{\mathbf{k}\alpha}$ из (2.8) и подставив в (2.9), а затем продифференцировав (2.9) по $q_{\mathbf{k}\alpha}$, получаем систему уравнений для определения $M_\mu^\gamma(\mathbf{k})$ и $\Gamma_i^\gamma(\mathbf{k})$:

$$\int d\mathbf{p}N_{\sigma\beta}^s(\mathbf{p})\left\{\varepsilon_{\beta\lambda}{}^i\Gamma_i^\gamma(\mathbf{k})\left(u_{\mathbf{p}\lambda}+\frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\lambda}\right)-\right. \tag{2.11}$$

$$\left.-\left(u_{\mathbf{p}\beta}+\frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\beta}\right)p_\mu M_\mu^\gamma(\mathbf{k})\right\}+N_{\sigma\gamma}^s(\mathbf{k})=0.$$

Решение системы (2.11) можно представить в виде разложения по степеням $g^{-1}$: $\Gamma_i^\gamma(\mathbf{k})=\Gamma_i^{\gamma 0}+\Gamma_i^{\gamma 1}+\ldots$ $M_i^\gamma(\mathbf{k})=M_i^{\gamma 0}+M_i^{\gamma 1}+\ldots$.

Наложим на числа $N_{\alpha\beta}^{(s)}(\mathbf{k})$ дополнительные условия

$$\int d\mathbf{k}N_{\sigma\beta}^{(1)}(\mathbf{k})\,\varepsilon_{\beta\lambda i}u_{\mathbf{k}\lambda}=0,\qquad \int d\mathbf{k}N_{\sigma\beta}^{(1)}(\mathbf{k})\,k_\mu u_{\mathbf{k}\beta}=\delta_{\sigma\mu}, \tag{2.12}$$

$$\int d\mathbf{k}N_{\sigma\beta}^{(2)}\varepsilon_{\beta\lambda i}u_{\mathbf{k}\lambda}=-\delta_{\sigma i},\qquad \int d\mathbf{k}N_{\sigma\beta}^{(2)}(k)\,k_\mu u_{\mathbf{k}\beta}=0. \tag{2.13}$$

В результате

$$M_\sigma^{\gamma 0}(\mathbf{k})=N_{\sigma\gamma}^{(1)}(\mathbf{k}),\quad \Gamma_\sigma^{\gamma 0}(\mathbf{k})=N_{\sigma\gamma}^{(2)}(\mathbf{k}), \tag{2.14}$$

$$M_\sigma^{\gamma 1}(\mathbf{k})=\frac{1}{g}\Gamma_i^{\gamma 0}\int d\mathbf{p}M_\sigma^{\beta 0}(\mathbf{p})\,\varepsilon_{\beta\lambda i}Q_{\mathbf{p}\lambda}-\frac{1}{g}M_\mu^{\gamma 0}(\mathbf{k})\int d\mathbf{p}M_\sigma^{\beta 0}(\mathbf{p})\,p_\mu Q_{\mathbf{p}\beta},$$

$$\Gamma_\sigma^{\gamma 1}(\mathbf{k})=\frac{1}{g}\Gamma_i^{\gamma 0}(\mathbf{k})\int d\mathbf{p}\Gamma_\sigma^{\beta 0}(\mathbf{p})\,\varepsilon_{\beta\lambda i}Q_{\mathbf{p}\lambda}-\frac{1}{g}M_\mu^{\gamma 0}(\mathbf{k})\int d\mathbf{p}\Gamma_\sigma^{\beta 0}(\mathbf{p})\,p_\mu Q_{\mathbf{p}\beta}.$$

Выражения для операторов импульса поля $p_{\mathbf{k}\alpha}$ при этом имеют вид

$$p_{\mathbf{k}\alpha}=U_{\alpha\gamma}(\mathbf{a})e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}_f}\left[M_\mu^\gamma(\mathbf{k})\frac{\partial}{\partial x_\mu^f}-\Gamma_\sigma^\gamma(\mathbf{k})\hat{\hat{L}}_\sigma(\mathbf{a})+gP_{\mathbf{k}\gamma}'\right],$$

где

$$P_{\mathbf{k}\gamma}'=P_{\mathbf{k}\gamma}-M_\mu^\gamma(\mathbf{k})\int d\mathbf{p}p_\mu\left(u_{\mathbf{p}\beta}+\frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\beta}\right)P_{\mathbf{p}\beta}-$$

$$-\varepsilon_{\lambda\beta\sigma}\Gamma_\sigma^\gamma(\mathbf{k})\int d\mathbf{p}\left(u_{\mathbf{p}\lambda}+\frac{1}{g}Q_{\mathbf{p}\lambda}\right)P_{\mathbf{p}\beta},$$

$$P_{\mathbf{k}\gamma}\equiv-i\partial/\partial Q_{\mathbf{k}\gamma}.$$

Для того чтобы учесть зависимость энергии системы от интегралов движения уже в нулевом по $g^{-1}$ приближении, необходимо, так же как и в [5—7], считать, что $\hat{L}_\alpha(\mathbf{a})$ и $-i\partial/\partial x_\mu^f$ имеют порядок $g^2$. В этом случае операторы импульса поля $p_{\mathbf{k}\alpha}$, а, следовательно, и гамильтониан $\hat{H}$ системы могут быть представлены в виде разложения по степеням $g^{-1}$: $\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{H}_1+\hat{H}_2+\ldots$, где

$$\hat{H}_0=-\frac{1}{2M}\Delta_\mathbf{r}-\frac{1}{2g^2A}\Delta_{\mathbf{r}_f}+\frac{1}{4g^2B}\hat{\hat{L}}^2(\mathbf{a})+\frac{g^2}{2}\int d\mathbf{k}\omega_k u_{\mathbf{k}\alpha}u_{\mathbf{k}\alpha}^*+ \tag{2.15}$$

$$+\frac{ig^2}{m(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{\omega_k}}e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}k_\mu\hat{\sigma}_\mu U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\,\tau_\alpha u_{\mathbf{k}\beta}+$$

$$+\frac{hg^2}{m(2\pi)^3}\iint\frac{d\mathbf{k}_1\,d\mathbf{k}_2}{\sqrt{\omega_{k_1}\omega_{k_2}}}e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}u_{\mathbf{k}_1\alpha}u_{\mathbf{k}_2\alpha},$$

причем

$$\int M_\mu{}^{\gamma0}(\mathbf{k})\,M_\nu{}^{\gamma0}(-\mathbf{k})\,\omega_k\,d\mathbf{k}=-\frac{1}{A}\delta_{\mu\nu}, \tag{2.16}$$

$$\int d\mathbf{k}\Gamma_\sigma{}^{\gamma0}(\mathbf{k})\,\Gamma_\lambda{}^{\gamma0}(-\mathbf{k})\,\omega_k=\frac{1}{2B}\delta_{\sigma\lambda},\qquad \int d\mathbf{k}M_\mu{}^{\gamma0}(\mathbf{k})\,\Gamma_\sigma{}^{\gamma0}(-\mathbf{k})\,\omega_k=0.$$

С учетом (2.16) $\hat{H}_1$ выглядит следующим образом:

$$\hat{H}_1=\frac{1}{Ag^3}\int d\mathbf{k}M_\mu{}^{\beta0}(\mathbf{k})\,Q_{\mathbf{k}\beta}k_\nu\frac{\partial}{\partial x_\mu{}^f}\frac{\partial}{\partial x_\nu{}^f}+ \tag{2.17}$$

$$+\frac{1}{4Bg^3}\int d\mathbf{k}\Gamma_j{}^{\beta0}(\mathbf{k})\,\varepsilon_{\beta\lambda i}Q_{\mathbf{k}\lambda}\{\hat{\bar{L}}_i(\mathbf{a})\,\hat{\bar{L}}_j(\mathbf{a})+\hat{\bar{L}}_j(\mathbf{a})\,\hat{\bar{L}}_i(\mathbf{a})\}-$$

$$-\frac{1}{g^3}\int d\mathbf{k}Q_{\mathbf{k}\lambda}\left\{\frac{1}{2B}M_\mu{}^{\beta0}(\mathbf{k})\,\varepsilon_{\beta\lambda i}+\frac{1}{A}\Gamma_i{}^{\lambda0}(\mathbf{k})\,k_\mu\right\}\hat{\bar{L}}_i(\mathbf{a})\frac{\partial}{\partial x_\mu{}^f}+$$

$$+\frac{1}{g}\int d\mathbf{k}\left\{\omega_k M_\mu{}^{\gamma0}(-\mathbf{k})+\frac{1}{A}k_\mu u_{\mathbf{k}\gamma}\right\}P_{\mathbf{k}\gamma}\frac{\partial}{\partial x_\mu{}^f}-$$

$$-\frac{1}{g}\int d\mathbf{k}\left\{\omega_k\Gamma_i{}^{\gamma0}(-\mathbf{k})-\frac{1}{2B}\varepsilon_{\lambda\gamma i}u_{\mathbf{k}\lambda}\right\}P_{\mathbf{k}\gamma}\hat{\bar{L}}_i(a)+$$

$$+\frac{ig}{m(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{\omega_k}}e^{i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}k_\mu\hat{\sigma}_\mu\hat{\tau}_\alpha U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\,Q_{\mathbf{k}\beta}+g\int d\mathbf{k}\omega_k u_{\mathbf{k}\alpha}{}^*Q_{\mathbf{k}\alpha}+$$

$$+\frac{2hg}{m(2\pi)^3}\iint\frac{d\mathbf{k}_1\,d\mathbf{k}_2}{\sqrt{\omega_{k_1}\omega_{k_2}}}e^{i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2)(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}u_{\mathbf{k}_1\alpha}Q_{\mathbf{k}_2\alpha}.$$

Используя (2.12) — (2.14), находим, что операторы полного импульса и изотопического момента системы в новых переменных имеют вид

$$\hat{P}_\mu=-i\frac{\partial}{\partial x_\mu}-i\frac{\partial}{\partial x_\mu{}^f},\qquad \hat{T}_\mu=\frac{1}{2}\tau_\mu+\hat{L}_\mu(\mathbf{a}). \tag{2.18}$$

Дальнейшие вычисления в основном аналогичны тем, которые были проделаны в работах [1, 2, 5—7]. Волновую функцию «физического» нуклона и энергию ищем в виде ряда по степеням $g^{-1}$:

$$|\Psi\rangle=|\Psi_0\rangle+|\Psi_1\rangle+\ldots,\qquad E=E_0+E_1+\ldots. \tag{2.19}$$

Причем волновая функция $|\Psi_0\rangle$ является вакуумным состоянием для квантов поля, определяемого операторами $Q_{\mathbf{k}\alpha}$ и $P_{\mathbf{k}\alpha}$. Эта функция удовлетворяет уравнению

$$\hat{H}_0|\Psi_0\rangle=E_0|\Psi_0\rangle, \tag{2.20}$$

не содержащему операторов поля, поэтому она может быть представлена в виде

$$|\Psi_0\rangle=|\Phi_0(\mathbf{r},\mathbf{r}_f,\mathbf{a})\rangle\Theta(Q_{\mathbf{k}\alpha}), \tag{2.21}$$

а уравнение первого порядка дает

(2.22) $$(\hat{H}_0-E_0)\,|\Psi_1\rangle=(E_1-\hat{H}_1)\,|\Psi_0\rangle.$$

Из (2.20) – (2.22) с учетом условия нормировки для $|\Phi_0\rangle$ находим

(2.23) $$\langle\Phi_0|\hat{H}_1|\Phi_0\rangle\Theta(Q_{\mathbf{k}\alpha})=E_1\Theta(Q_{\mathbf{k}\alpha}).$$

В уравнение (2.23) операторы поля входят линейно, что приводит к неустойчивым (растущим со временем) решениям гайзенберговских уравнений движения для операторов $Q_{\mathbf{k}\alpha}$ и $P_{\mathbf{k}\alpha}$. Для того чтобы такие решения отсутствовали, должно выполняться равенство

(2.24) $$\langle\Phi_0|\hat{H}_1|\Phi_0\rangle=0.$$

Из явного выражения для $\hat{H}_1$ следует, что при

(2.25) $$M_\mu^{\gamma0}(-\mathbf{k})=-\frac{1}{A\omega_k}k_\mu u_{\mathbf{k}\gamma},\qquad \Gamma_i^{\gamma0}(-\mathbf{k})=\frac{1}{2B\omega_k}\varepsilon_{\lambda\gamma i}u_{\mathbf{k}\lambda}$$

слагаемые в $\hat{H}_1$, линейные по $P_{\mathbf{k}\alpha}$, строго обращаются в нуль даже без дополнительного усреднения по $|\Phi_0\rangle$. Оставшиеся слагаемые в (2.24) дают уравнение для определения $u_{\mathbf{k}\alpha}$, которое мы выпишем после построения $|\Phi_0\rangle$.

## 3. УРАВНЕНИЕ НУЛЕВОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ И ПРОБЛЕМА РАЗДЕЛЕНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ

В общем случае уравнение Шредингера (2.20) и уравнение для функции $u_{\mathbf{k}\alpha}$ представляют собой систему нелинейных самосогласованных уравнений в частных производных. После канонического преобразования проблема разделения переменных в этой системе теперь никак не связана с существованием интегралов движения и требует определенных предположений о структуре классической компоненты мезонного поля. Простейший выбор $u_{\mathbf{k}\alpha}=u_\alpha(|\mathbf{k}|)$, используемый, например, в задаче о «поляроне» [1], противоречит псевдоскалярности поля, т. к. должно выполняться условие $u_{\mathbf{k}\alpha}=-u_{-\mathbf{k}\alpha}$. Обеспечить выполнение этого требования и, кроме того, добиться разделения переменных в указанной выше системе уравнений позволяет следующий выбор классической компоненты поля:

(3.1) $$u_{\mathbf{k}\alpha}=ik_\alpha u_k.$$

Из (3.1) видно, что направление $u_{\mathbf{k}\alpha}$ в изотопическом пространстве определяется пространственным вектором.

Если вычислить $u_{\mathbf{k}\alpha}$ из (2.24) путем усреднения $\hat{H}_1$ по $|\Phi_0\rangle$, то оказывается, что структура $u_{\mathbf{k}\alpha}$ не противоречит (3.1). Отметим также, что выбор $u_{\mathbf{k}\alpha}$ в виде (3.1) позволяет непротиворечивым образом разделить переменные в уравнении Шредингера (2.20) только для невозбужденных по изотопическому моменту состояний «физического» нуклона. Для состояний с полным изотопическим моментом, равным, например, $^3/_2$, $^5/_2$ и т. д., указанная процедура не проходит при (3.1).

Следует отметить, что исследование модели статического источника в пределе сильной связи, проведенное Паули [11], приводит к такой же структуре классического $\pi$-мезонного поля. В работах [8, 12] проблема разделения переменных была рассмотрена с точки зрения вариационного принципа и показано, что наименьшая энергия основного состояния системы, описываемой нелинейными уравнениями рассматриваемого типа, достигается в том случае, если классическая компонента поля включает минимально возможное число сферических гармоник. Предположение (3.1) удовлетворяет этому условию.

Если обозначить

$$U(\mathbf{r})=\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int\frac{d\mathbf{k}}{\sqrt{\omega_k}}e^{i\mathbf{kr}}u_k, \tag{3.2}$$

то гамильтониан $\hat{H}_0$ принимает вид

$$\hat{H}_0=-\frac{1}{2M}\Delta_{\mathbf{r}}-\frac{1}{2g^2A}\Delta_{\mathbf{r}_f}+\frac{\hat{L}^2(\mathbf{a})}{4Bg^2}+\frac{g^2}{m}\frac{\partial^2U(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}{\partial x_\mu\,\partial x_\beta}\hat{\sigma}_\mu U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\tau_\alpha+$$
$$+\frac{hg^2}{m}\left[\frac{\partial U(\mathbf{r}-\mathbf{r}_f)}{\partial x_\alpha}\right]^2+\Delta E_0, \tag{3.3}$$

где

$$\Delta E_0=\frac{g^2}{2}\int d\mathbf{r}U(\mathbf{r})\left[-\Delta(-\Delta+m^2)\right]U(\mathbf{r}). \tag{3.4}$$

Гамильтониан (3.3) описывает систему двух взаимодействующих частиц с массами $M$ и $M_f=g^2A$. Отделяя обычным способом движение центра масс, получаем

$$|\Phi_0\rangle=e^{i\mathbf{PR}}|\Psi(\boldsymbol{\rho},\mathbf{a})\rangle,\quad \mathbf{R}=\frac{M\mathbf{r}+M_f\mathbf{r}_f}{M+M_f},\quad \boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}-\mathbf{r}_f, \tag{3.5}$$
$$M_f=g^2A,\quad 1/\mu=1/M+1/M_f,$$

$$\hat{H}_0=-\frac{1}{2\mu}\Delta_\rho+\frac{\hat{L}^2(\mathbf{a})}{4Bg^2}+\frac{g^2}{m}\frac{\partial^2U(\rho)}{\partial\rho_\mu\,\partial\rho_\beta}U_{\alpha\beta}(\mathbf{a})\sigma_\mu\tau_\alpha+$$
$$+\frac{hg^2}{m}[U'(\rho)]^2+\Delta E_0+\frac{\mathbf{P}^2}{2(M+g^2A)}. \tag{3.6}$$

В системе координат, где $\mathbf{P}=0$, можно построить оператор полного момента импульса $\hat{\Sigma}_\mu$. Непосредственно подставляя выражения для $q_{\mathbf{k}\alpha}$ и $p_{\mathbf{k}\alpha}$ через новые переменные в формулу (2.3), находим

$$\hat{\Sigma}_\mu^{(0)}=\frac{1}{2}\sigma_\mu-i\varepsilon_{\mu\nu\rho}x_\nu\frac{\partial}{\partial x_\rho}-i\varepsilon_{\mu\nu\beta}x_\nu^f\frac{\partial}{\partial x_\beta^f}+\hat{L}_\mu(\mathbf{a}). \tag{3.7}$$

Оператор (3.7) коммутирует с $\hat{H}_0$ и является оператором полного момента импульса в нулевом по $g^{-1}$ приближении.

Вектор основного состояния $|\Psi(\rho,\mathbf{a})\rangle$ представляет собой линейную комбинацию трех ортонормированных функций, которые являются собственными для операторов $\hat{T}^2$, $\hat{T}_3$, $\hat{\Sigma}^2$, $\hat{\Sigma}_3$:

$$|\Psi\rangle=|\Psi_1\rangle+|\Psi_2\rangle+|\Psi_3\rangle, \tag{3.8}$$

причем

$$|\Psi_1\rangle=D^0_{0,0}(\mathbf{a})\chi_{\text{сп}}{}^{\uparrow}\chi_{\text{из}}^{\uparrow,\downarrow}\psi_1(\rho), \tag{3.9}$$
$$|\Psi_2\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}U_{\alpha\mu}(\mathbf{a})\hat{\tau}_\alpha\hat{\sigma}_\mu D^0_{0,0}(\mathbf{a})\chi_{\text{сп}}{}^{\uparrow}\chi_{\text{из}}^{\uparrow,\downarrow}\psi_2(\rho),$$

$$|\Psi_3\rangle=\sqrt{\frac{3}{2}}\left(\frac{\rho_\mu\rho_\nu}{\rho^2}-\frac{1}{3}\delta_{\mu\nu}\right)U_{\alpha\nu}\hat{\tau}_\alpha\hat{\sigma}_\mu D^0_{0,0}(\mathbf{a})\chi_{\text{сп}}{}^{\uparrow}\chi_{\text{из}}^{\uparrow,\downarrow}\psi_3(\rho),$$

$D^0_{0,0}(\mathbf{a})\equiv 1$, $\chi_{\text{сп}}{}^{\uparrow}$ — вектор состояния со спином, направленным вверх, $\chi_{\text{из}}^{\uparrow,\downarrow}$ — вектор состояния с изоспином, направленным вверх (протон) или вниз (нейтрон). В результате из (2.20) находим три уравнения, представляющих собой обыкновенные дифференциальные уравнения Шредингера:

$$(3.10)\qquad -\frac{1}{2\mu}\Delta\psi_1+\frac{g^2}{m}\frac{U'}{\rho}\sqrt{3}\psi_2+\frac{g^2}{m}\left(U''-\frac{U'}{\rho}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\psi_2+\sqrt{\frac{2}{3}}\psi_3\right)+$$

$$+\frac{hg^2}{m}U'^2\psi_1=W\psi_1,\quad -\frac{1}{2\mu}\Delta\psi_2+\frac{g^2}{m}\frac{U'}{\rho}(\sqrt{3}\,\psi_1-2\psi_2)+$$

$$+\frac{g^2}{m}\left(U''-\frac{U'}{\rho}\right)\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\psi_1-\frac{2}{3}\psi_2+\frac{\sqrt{2}}{3}\psi_3\right)+\frac{1}{2Bg^2}\psi_2+\frac{hg^2}{m}U'^2\psi_2=W\psi_2,$$

$$-\frac{1}{2\mu}\left(\Delta\psi_3-\frac{6}{\rho^2}\psi_3\right)+\frac{g^2}{m}\frac{U'}{\rho}\psi_3+\frac{g^2}{m}\left(U''-\frac{U'}{\rho}\right)\times$$

$$\times\left(\sqrt{\frac{2}{3}}\psi_1+\frac{\sqrt{2}}{3}\psi_2-\frac{1}{3}\psi_3\right)+\frac{1}{2Bg^2}\psi_3+\frac{hg^2}{m}U'^2\psi_3=W\psi_3.$$

Условие нормировки основного состояния

$$(3.11)\qquad \int d\boldsymbol{\rho}\,(\psi_1^2+\psi_2^2+\psi_3^2)=1.$$

В системе, где $\mathbf{P}=0$, существенно упрощается уравнение для поля $U(\boldsymbol{\rho})$. Оно принимает вид

$$(3.12)\qquad \left[\left(-\Delta+\frac{2}{\rho^2}\right)(1-a^2)+m^2-\Delta m^2\right]U'(\boldsymbol{\rho})=$$

$$=-\frac{2h}{m}U'(\boldsymbol{\rho})\,(\psi_1^2+\psi_2^2+\psi_3^2)+$$

$$+\frac{2}{m}\left\{\frac{1}{\sqrt{3}}(\psi_1\psi_2)'+\sqrt{\frac{2}{3}}(\psi_1\psi_3)'+\frac{\sqrt{2}}{3}(\psi_2\psi_3)'-\frac{1}{3}(\psi_2^2)'-\right.$$

$$\left.-\frac{1}{6}(\psi_3^2)'+\frac{1}{\rho}\left[\sqrt{6}\psi_1\psi_3+\sqrt{2}\psi_2\psi_3-\psi_3^2\right]\right\},$$

где введены обозначения

$$a^2=\frac{1}{3M_f^2}\int d\boldsymbol{\rho}\left\{\psi_1'^2+\psi_2'^2+\psi_3'^2+\frac{6}{\rho^2}\psi_2^2\right\},$$

$$\Delta m^2=\frac{1}{3B^2g^4}\int d\boldsymbol{\rho}\,(\psi_2^2+\psi_3^2),$$

$$A=\frac{1}{3}\int d\boldsymbol{\rho}\,(\Delta U)^2,\quad B=\frac{1}{3}\int d\boldsymbol{\rho}\,(U')^2.$$

## 4. НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ «ФИЗИЧЕСКОГО» НУКЛОНА

Рассматриваемый нами гамильтониан $\pi$-мезон-нуклонной системы содержит три неизвестные постоянные $M$, $g$ и $h$, которые необходимо найти, сравнивая вычисленные и наблюдаемые характеристики нуклона. Одной из таких характеристик является масса «физического» нуклона, которая согласно (3.6) равна $M_{\text{физ}}=M+M_f$.

Однозначность канонического преобразования, построенного в настоящей работе, позволяет непосредственной подстановкой без каких-либо дополнительных предположений вычислить любую физическую величину, характеризующую нуклон. Вычислим, например, магнитные моменты протона и нейтрона в приближении сильной связи.

Оператор магнитного момента нуклона до проведения канонического преобразования определяется хорошо известным выражением (см. например, [13, 14]):

$$\hat{\mu}_\alpha=\hat{\mu}_\alpha^{\text{н}}+\hat{\mu}_\alpha^{\text{с}}, \tag{4.1}$$

где

$$\hat{\mu}_\alpha^{\text{н}}=\frac{e}{4M}(1+\hat{\tau}_3)\hat{l}_\alpha+\frac{eg}{2m}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}x_\beta\hat{\sigma}_\gamma(\hat{\tau}_1\varphi_2-\hat{\tau}_2\varphi_1)+\frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\int d\mathbf{r}\,x_\beta\hat{j}_\gamma(\mathbf{r}),$$

$$\hat{\mu}_\alpha^{\text{с}}=\frac{e}{4M}(1+\hat{\tau}_3)\hat{\sigma}_\alpha,$$

$\hat{j}_\gamma(\mathbf{r})$ — ток, связанный с заряженными компонентами $\pi$-мезонного поля

$$\hat{j}_\gamma(\mathbf{r})=-e\left(\varphi_1\frac{\partial\varphi_2}{\partial x_\gamma}-\frac{\partial\varphi_1}{\partial x_\gamma}\varphi_2\right).$$

Усредняя $\hat{\mu}_\alpha$ по волновой функции основного состояния $|\Phi_0\rangle$ в случае покоящегося «физического» нуклона, находим, что в нулевом по $g^{-1}$ приближении

$$\mu_p=\frac{e}{2M}\left[1+\int d\rho\left(-\frac{1}{9}\psi_2^2+\frac{2}{9}\psi_3^2\right)\right]+$$
$$+\frac{2M_feg^2}{9m(M+M_f)}\int d\rho U'\rho\psi_1\left(\frac{\psi_2}{\sqrt{3}}+\frac{5\psi_3}{\sqrt{6}}\right)+$$
$$+\left(-\frac{2}{3}Beg^2\right)\int d\rho\left\{\frac{\psi_1\psi_3}{\sqrt{3}}-\frac{1}{3}\psi_2^2+\frac{1}{6}\psi_3^2\right\},$$

$$\mu_n=\frac{e}{2M}\int d\rho\left\{-\frac{2}{9}\psi_2^2+\frac{4}{9}\psi_3^2\right\}-$$
$$-\frac{2M_feg^2}{9m(M+M_f)}\int d\rho U'\rho\psi_1\left(\frac{1}{\sqrt{3}}\psi_2+\frac{5\psi_3}{\sqrt{6}}\right)+$$
$$+\frac{2}{3}Beg^2\int d\rho\left\{\frac{\psi_1\psi_3}{\sqrt{3}}-\frac{1}{3}\psi_2^2+\frac{1}{6}\psi_3^2\right\},$$

где $\mu_p$ — магнитный момент протона, $\mu_n$ — нейтрона.

Отметим также еще одно обстоятельство. Введем оператор плотности заряда системы

$$\hat{\rho}(\mathbf{z})=\frac{1+\hat{\tau}_3}{2}\delta(\mathbf{z}-\mathbf{r})+\hat{\rho}_f(\mathbf{z}),\quad \hat{\rho}_f(\mathbf{z})=\varepsilon_{3\alpha\beta}q_\alpha(\mathbf{z})p_\beta(\mathbf{z}),$$

выразив $q_\alpha(\mathbf{z})$ и $p_\alpha(\mathbf{z})$ через новые переменные, с точностью до членов первого порядка по $g^{-1}$. Тогда полный заряд системы в нулевом по $g^{-1}$ приближении

$$\hat{Q}=\int\hat{\rho}(\mathbf{z})d\mathbf{z}=\frac{1+\hat{\tau}_3}{2}+\hat{L}_3(\mathbf{a}).$$

Для оператора $\hat{\rho}(\mathbf{z})$ можно построить уравнение движения. Продифференцируем $\hat{\rho}(\mathbf{z})$ по времени $t$. В результате $d\hat{\rho}/dt$ можно выразить через $\dot{\mathbf{r}}$, $\dot{\mathbf{r}}_f$, $\dot{\hat{L}}_\alpha(\mathbf{a})$, $\dot{a}_\nu$, $\dot{Q}_{\mathbf{k}\alpha}$, $\dot{P}_{\mathbf{k}\alpha}$. Для любого оператора $\hat{A}$ из указанной совокупности $\dot{\hat{A}}=i[\hat{H},\hat{A}]$, причем $\hat{H}$ будем учитывать с точностью до членов первого порядка по $g^{-1}$, т. е. $\hat{H}=\hat{H}_0+\hat{H}_1$. Тогда $d\hat{\rho}/dt$ можно представить в виде

$$d\hat{\rho}/dt=-\operatorname{div}\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{z}).\tag{4.2}$$

Уравнение непрерывности (4.2) позволяет найти «классическую» часть оператора плотности тока $\hat{\mathbf{j}}(\mathbf{z})$, не содержащую $Q_{\mathbf{k}\alpha}$ и $P_{\mathbf{k}\alpha}$, и построить оператор магнитного момента системы

$$\hat{\mu}_\alpha^{\text{н}}=\frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\int d\mathbf{z}\,z_\beta\hat{j}_\gamma(\mathbf{z}),$$

который в точности совпадает с (4.1).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное в настоящей работе рассмотрение показывает, что на основе метода сильной связи Боголюбова – Тябликова можно построить последовательное разложение по обратным степеням константы связи в теории взаимодействия частицы и квантового поля с внутренними степенями свободы. При этом уже в нулевом приближении возникает существенная перестройка основного состояния системы, в результате которой естественным образом возникает представление о «физических» частицах с характеристиками, существенно отличными от характеристик затравочных, или «голых» частиц. Использованные в настоящей работе методы можно легко обобщить на случай взаимодействующих полей, и применение их к конкретной физической модели будет рассмотрено отдельно.

## Литература


[1] *Боголюбов Н. Н.* Об одной новой форме адиабатической теории возмущений в задаче о взаимодействии частицы с квантовым полем.– Укр. матем. ж., 1950, *2*, № 2, 3–24.

[2] *Тябликов С. В.* Адиабатическая форма теории возмущений в задаче о взаимодействии частицы с квантовым полем.– ЖЭТФ, 1951, *21*, № 2, 337.

[3] *Хенли Э., Тирринг В.* Элементарная квантовая теория поля. М.: ИЛ, 1963.

[4] *Швебер С., Бете Г., Гофман Ф.* Мезоны и поля, т. 2, М.: ИЛ, 1956.

[5] *Солодовникова Е. П., Тавхелидзе А. Н., Хрусталев О. А.* Преобразование Н. Н. Боголюбова в теории сильной связи.– ТМФ, 1972, *11*, № 3, 317.

[6] *Солодовникова Е. П., Тавхелидзе А. Н.* Задача двух тел в адиабатической и сильной связи.— ТМФ, 1974, *21*, № 1, 13—29.
[7] *Комаров Л. И., Крылов Е. В., Нгуен Фыок Лан, Феранчук И. Д.* Преобразование Боголюбова в теории сильной связи тяжелой частицы со скалярным полем.— ТМФ, 1977, *32*, № 2, 262—270.
[8] *Комаров Л. И., Крылов Е. В., Нгуен Фыок Лан, Романова Т. С., Феранчук И. Д.* Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1977, *1*, 86.
[9] *Федоров Ф. И.*— ДАН БССР, 1958, *2*, 408.
[10] *Гельфанд И. М., Минлос Р. А., Шапиро З. Я.* Представления группы вращений и группы Лоренца. М.: Физматгиз, 1958.
[11] *Паули В.* Труды по квантовой теории. М.: Наука, 1977, 424.
[12] *Крылов Е. В.* Автореферат канд. дисс., Минск, 1977.
[13] *S. Fibini S.* Nuovo Cim., 1956, *3*, 764.
[14] *Fried B. D.* Phys. Rev., 1952, *88*, 1142.

Белорусский государственный университет

Поступила в редакцию 1.XI.1979

---

## THEORY OF THE STRONG COUPLING OF PARTICLE AND QUANTUM FIELD WITH INTERNAL DEGREES OF FREEDOM

**Zavtrak S. T., Komarov L. I., Feranchuk I. D.**

Bogoliubov's canonical transformation is constructed for the theory of strong coupling of non-relativistic nucleon with $\pi$-meson field. The equations solution of which makes it possible to calculate the observable characteristics of the «physical» nucleon are derived.

---